



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1133/
2-80

18/3-80

P2 - 12959

М.К.Волков, Д.Эберт

РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ
НЕЙТРАЛЬНЫХ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ
И ВЕКТОРНЫЙ ФОРМФАКТОР $K_{\ell 4}$ -РАСПАДА
В КИРАЛЬНОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

Направлено в ЯФ

1980

Волков М.К., Эберт Д.

P2 - 12959

Радиационные распады нейтральных псевдоскалярных мезонов и векторный формфактор K_{l4} – распада в киральной кварковой модели

Радиационные распады $(\pi^0, \eta, \eta', K_L^0) \rightarrow \gamma\gamma$ и $(\eta, \eta', K_L^0) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ описаны в киральной модели с кварковыми петлями. Проведен сравнительный анализ результатов описания радиационных распадов η и η' при двух возможных значениях угла смешивания синглет-октетных компонент $/\theta = -11^\circ$ и $\theta = -18.2^\circ /$ и при различных значениях константы перенормировки аксиального тока кварков g_A . Лучшее согласие с экспериментальными данными достигается при значениях $\theta = -11^\circ$ и $g_A = 1$. Теоретическое значение для вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ хорошо согласуется с недавними экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Volkov M.K., Ebert D.

P2 - 12959

Radiative Decays of Neutral Pseudoscalar Mesons and Vector Form Factor of the K_{l4} Decay in the Chiral Quark Model

Radiative decays $(\pi^0, \eta, \eta', K_L^0) \rightarrow \gamma\gamma$ and $(\eta, \eta', K_L^0) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ are described within the chiral model with quark loops. The comparative analysis of the results of the radiative decays of η and η' mesons is made at two possible values of the mixing angle of singlet-octet components ($\theta = -11^\circ$ and $\theta = -18.2^\circ$) and at different values of the renormalization constant of the quark axial current g_A . The choice $g_A = 1$ and $\theta = -11^\circ$ gives the best agreement with experimental data. The theoretical estimate for the $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ decay is in good agreement with the last experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1980

§1. ВВЕДЕНИЕ

Радиационные распады $(\eta, \eta') \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ и $(\eta, \eta') \rightarrow 2\gamma$ в модели с кварковыми петлями обсуждались в работе Чановица ^{/1/}. При проведении вычислений возникают неоднозначности, связанные с неопределенностью отношения констант F_8/F_0 /константы, аналогичные F_π - постоянной распада пиона/ и выбором угла смешивания синглет-октетных компонент эта-мезонов θ . Для исключения этих неоднозначностей в ^{/1/} предлагалось использовать хорошо измеренное значение отношения распадов $\eta \rightarrow 2\gamma$ и $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. Однако, как будет показано в этой работе, при фиксации параметров из отношения указанных распадов результаты вычислений оказываются очень чувствительными к самому незначительному изменению значений этих параметров, а также к выбору формы фактора резонансного усиления в распаде $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ / ρ - мезонный резонанс/.

В настоящее время появились новые экспериментальные данные относительно угла смешивания θ ^{/2/}. В связи с этим представляет интерес проведение сравнительного анализа данных по радиационным распадам η и η' мезонов при старых ($\theta = -11^\circ$) и новых ($\theta = -18,2^\circ$) значениях угла смешивания, чтобы определить, какое значение лучше соответствует экспериментальной ситуации по этим распадам. При таком анализе фиксация параметров по отношению распадов $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ представляется нам не очень удобной по указанным выше причинам. С другой стороны, сейчас с хорошей точностью измерена вероятность распада $\eta' \rightarrow \gamma\gamma$ ^{/3/}. Оказывается, если фиксировать отношение F_8/F_0 исходя из вероятности этого распада, то результаты вычислений будут значительно более устойчивыми при малых вариациях значений других параметров теории /угла смешивания θ , константы перенормировки аксиального тока кварков g_A , фактора резонансного усиления ^{/1,4/}/. Поэтому в дальнейших расчетах будет использован именно этот способ.

В работе рассмотрена кирально-симметричная модель, описывающая взаимодействия мезонов друг с другом и с кварковыми внутренними линиями. Модель вполне пригодна для описания процессов, которые могут быть представлены как диаграммами древесного вида, так и кварковыми петлями аномального типа /например, распад $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ /. Будут изучены вопросы о зависимости результатов вычислений от значения константы перенормировки аксиального тока кварков g_A и от значения угла смешивания θ . Наилучшее согласие с экспериментальными данными получается при значениях $g_A = 1$, $F_0 = F_8$ и $\theta = -11^\circ$. Значение $\theta = -18,2^\circ$ приводит к завышению на 70% абсолютных значений предсказаний для ширин распадов $\eta \rightarrow 2\gamma$ и $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$.

В следующем разделе будут рассмотрены кирально-инвариантные лагранжианы, описывающие мезон-мезонные и мезон-кварковые взаимодействия. В третьем параграфе вычислены вероятности распадов $(\pi^0, \eta, \eta') \rightarrow 2\gamma$ и $(\eta, \eta') \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. В четвертом аналогичные расчеты проделаны для распадов $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ и вычислен векторный формфактор $K_{\rho 4}^L$ -распада. В пятом параграфе кратко обсуждается связь между рассмотренной здесь мезон-кварковой моделью и ранее изучавшейся киральной мезон-барионной теорией.

§2. КИРАЛЬНО-ИНВАРИАНТНЫЙ КВАРК-МЕЗОННЫЙ ЛАГРАНЖИАН

Киральные лагранжианы, описывающие мезон-барионные взаимодействия, давно известны и хорошо изучены ^{/5/}. В целом ряде задач, например, при описании изучаемых здесь радиационных распадов нейтральных мезонов π^0, η, η', K_L , барионы появляются лишь в виде внутренних замкнутых петель так называемого аномального типа ^{/6/}.

В этой работе мы хотим рассмотреть более простую картину, предполагая, что в петлях вместо барионов распространяются кварки с достаточно большими массами. Замена барионов кварками действительно приводит к существенному упрощению вычислений. Так, при описании, например, свойств мезонного мультиплетта группы $SU(3)$ $/SU(4)/$ вместо восьми $/двадцати/$ барионов достаточно рассмотреть три $/четыре/$ кварка. Связь мезонов с кварками в киральном лагранжиане также проще по структуре связи мезонов с барионами. Все это оправдывает в ряде случаев использование кварковых петель вместо барионных *.

После этих общих замечаний приведем киральный лагранжиан, описывающий взаимодействия мезонов из основного октета друг с другом и с кварками:

$$\mathcal{L} = -\frac{F^2}{2} D_\mu \xi_i D_\mu \xi_i + \bar{q}(i\gamma_\mu D_\mu - m)q - g_A \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 V_k q D_\mu \xi_k. \quad /1/$$

*Интересно заметить, что весовые факторы, возникающие в амплитудах в мезон-барионных теориях вследствие учета различных сортов барионов, близки численно к цветовому фактору 3 в мезон-кварковых петлях.

Здесь $\xi_i = \frac{\phi_i}{F}$ и q - поля мезонов и кварков, $F = 95$ МэВ - константа распада пиона *. Индекс i пробегает 8 значений, а q_{ja} имеет два индекса - "цветовой" a ($a=1,2,3$; $SU(3)_{\text{цв.}}$) и индекс "запахов" j ($j=u, d, s$; $SU(3)_{\text{зап.}}$), g_A - константа перенормировки аксиального тока, $D_\mu \xi$ и $D_\mu q$ - ковариантные производные:

$$D_\mu \xi_k = -\frac{i}{2} \text{Sp} \{ A_k e^{-i\xi_i A_i} \partial_\mu e^{i\xi_i A_i} \}, \quad /2/$$

$$D_\mu q = (\partial_\mu + i\theta_\mu^k \frac{\lambda_k}{2}) q, \quad \theta_\mu^k = -\frac{i}{2} \text{Sp} \{ V_k e^{-i\xi_i A_i} \partial_\mu e^{i\xi_i A_i} \}.$$

$V_k = \frac{\lambda_k}{2} I$, $A_k = \frac{\lambda_k}{2} \gamma^5$ - генераторы группы $SU(3) \times SU(3)$, λ_k - матрицы Гелл-Манна.

Разложение ковариантных производных по степеням ξ имеет вид

$$D_\mu \xi_i = \partial_\mu \xi_i - \frac{1}{6} f_{i\ell n} f_{jmn} \xi_\ell \xi_m \partial_\mu \xi_j + O(\xi^5), \quad /2'/$$

$$D_\mu q = \partial_\mu q + \frac{i}{2} f_{k\ell m} \xi_k \partial_\mu \xi_\ell V_m q + O(\xi^4) q,$$

где $f_{k\ell m}$ - антисимметричные структурные константы группы $SU(3)$.

Делая преобразование Дайсона для кварковых полей

$$q = \exp \{ -ig_A \xi_i A_i \} \Psi, \quad /3/$$

можно избавиться от связи с производной в члене лагранжиана мезон-кваркового взаимодействия, пропорционального первой степени ξ . Приведем здесь низшие по степеням ξ члены этого лагранжиана:

$$\mathcal{L}_1 = ig_A (m_i + m_j) (V_k)_{ij} \bar{\Psi}_{ia} \gamma_5 \Psi_{ja} \xi_k, \quad /4/$$

$$\mathcal{L}_2 = g_A^2 \bar{\Psi}_{ia} \Psi_{ja} \xi_k \xi_\ell \left[\frac{(m_i + m_j)}{2} (V_k V_\ell)_{ij} + m_n (V_k)_{in} (V_\ell)_{nj} \right], \quad /5/$$

$$\mathcal{L}_3 = \frac{(g_A^2 - 1)}{2} f_{k\ell m} \xi_k \partial_\mu \xi_\ell \bar{\Psi} V_m \gamma^\mu \Psi. \quad /6/$$

*В дальнейшем будет всегда предполагаться, что $F_\pi = F_8 \approx 95$ МэВ.

Аналогичным образом можно ввести взаимодействие кварков с синглетным мезоном $\xi_0 = \eta_0 / F_0$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\eta_0) = & ig_A (m_i + m_j)(V_0)_{ij} \bar{\Psi}_{ia} \gamma_5 \Psi_{ja} \xi_0 + \\ & + g_A^2 \bar{\Psi}_{ia} \Psi_{ja} \xi_0 \xi_0 \ell \left[\frac{(m_i + m_j)}{2} (V_0 V_\ell)_{ij} + m_n (V_0)_{in} (V_\ell)_{nj} \right] \cdot (V_0 = \frac{1}{\sqrt{6}}). \end{aligned} \quad /7/$$

Взаимодействие кварков с электромагнитным полем имеет обычный вид *:

$$\mathcal{L}(\text{эм}) = -\frac{e}{3} A_\mu (2\bar{u}\gamma^\mu u - \bar{d}\gamma^\mu d - \bar{s}\gamma^\mu s). \quad /8/$$

Лагранжианов /4/-/8/ вполне достаточно для описания радиационных распадов $(\pi^0, \eta, \eta') \rightarrow \gamma\gamma$ и $(\eta, \eta') \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ в однопетлевом приближении. При описании мезонов η и η' следует иметь в виду, что они являются смесями из синглетных и октетных состояний:

$$\eta = \cos\theta\eta_8 - \sin\theta\eta_0, \quad /9/$$

$$\eta' = \sin\theta\eta_8 + \cos\theta\eta_0,$$

где угол смешивания θ имеет значения

$$\theta = -11^\circ /1/; \quad \theta = -(18,2 \pm 1,4)^\circ /2/. \quad /10/$$

§3. РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ $(\pi^0, \eta, \eta') \rightarrow \gamma\gamma$ И $(\eta, \eta') \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

Выпишем те части лагранжианов /4/ и /7/, которые связаны с описанием распадов $(\pi^0, \eta, \eta') \rightarrow \gamma\gamma$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{(1)} = & g \frac{m_u}{F} \pi^0 (\bar{u}\gamma_5 u - \bar{d}\gamma_5 d) + \frac{g_A}{\sqrt{3}F} \eta^8 [m_u (\bar{u}\gamma_5 u + \bar{d}\gamma_5 d) - 2m_s \bar{s}\gamma_5 s] + \\ & + \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{g_A}{F_0} \eta^0 [m_u (\bar{u}\gamma_5 u + \bar{d}\gamma_5 d) + m_s \bar{s}\gamma_5 s]. \end{aligned} \quad /11/$$

*Здесь могут присутствовать также нелинейные по мезонным полям члены, которые опущены для простоты.

Отсюда в однопетлевом приближении получим следующие выражения для амплитуд:

$$f_{(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)} = \frac{g_A \alpha}{\pi F}; \quad f_{(\eta \rightarrow 2\gamma)} = \frac{g_A \alpha}{\sqrt{3} \pi F} (\cos \theta - 2\sqrt{2} \kappa \sin \theta); \quad /12/$$

$$f_{(\eta' \rightarrow 2\gamma)} = \frac{g_A \alpha}{\sqrt{3} \pi F} (\sin \theta + 2\sqrt{2} \kappa \cos \theta); \quad (\kappa = \frac{F_8}{F_0}, \quad \alpha = \frac{1}{137}).$$

Если предположить, что константа g_A может быть отлична от единицы, то окажется, что распады $(\eta, \eta') \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ могут идти как через четырехугольные, так и через треугольные аномальные диаграммы, где пионные вершины описываются лагранжианами

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{(\pi^+ \pi^-)} = & \sqrt{2} g_A \frac{m}{F} (\pi^+ \bar{u} \gamma_5 d + \pi^- \bar{d} \gamma_5 u) + \\ & + i \frac{(g_A^2 - 1)}{(2F)^2} (\pi^- \partial_\mu \pi^+ - \pi^+ \partial_\mu \pi^-) (\bar{u} \gamma^\mu u - \bar{d} \gamma^\mu d). \end{aligned} \quad /13/$$

В результате приходим к следующим выражениям для амплитуд распадов $(\eta, \eta') \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ *:

$$f_{(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)} = \frac{g_A e c}{\sqrt{3} (2\pi)^2 F^3} (\cos \theta - \sqrt{2} \kappa \sin \theta); \quad /14/$$

$$f_{(\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)} = \frac{g_A e c}{\sqrt{3} (2\pi)^2 F^3} (\sin \theta + \sqrt{2} \kappa \cos \theta),$$

где

$$c = c_1 + c_2, \quad c_1 = g_A^2, \quad c_2 = -\frac{3}{2} (g_A^2 - 1), \quad /15/$$

c_1 и c_2 - соответственно вклады от четырехугольных и треугольных диаграмм.

При вычислении полной вероятности распадов $(\eta, \eta') \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ необходимо учесть резонансный фактор, описывающий присут-

* Здесь также, как и в формулах /12/, опущены энергетические множители. В первом случае это $\epsilon^\mu \epsilon^\nu \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q_1^\rho q_2^\sigma$,

во втором - $\epsilon^\mu \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} (p^+)^{\nu} (p^-)^{\rho} q^\sigma$, где ϵ^μ и q^μ - поляризации и импульсы фотонов, $(p^\pm)^{\nu}$ - импульсы пионов,

$\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ - полностью антисимметричный тензор.

ствии ρ - мезонного резонанса в Р-волне двухпionного конечного состояния. Оказывается, что результаты вычислений могут быть весьма чувствительны к выбору той или иной формы этого фактора /см. табл. 2/. Мы будем выбирать его, следуя работе /4/.

Резонансный фактор имеет вид /4/

$$F_{\rho}(s) = \frac{m_{\rho}^2 (1 + d \Gamma_{\rho} / m_{\rho})}{m_{\rho}^2 - s - i m_{\rho} \Gamma_{\rho} \frac{m_{\rho}}{\sqrt{s}} \left(\frac{s - 4m_{\pi}^2}{m_{\rho}^2 - 4m_{\pi}^2} \right)^{3/2}}, \quad /16/$$

где $m_{\rho} = 776$ МэВ, $\Gamma_{\rho} = 155$ МэВ, $d = 0,48$. Окончательно для ширины распадов $(\eta, \eta') \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ получаем формулу

$$\Gamma_{((\eta, \eta') \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)} = \frac{\alpha}{2} \left[\frac{g_A(3-g_A^2)}{6} \left(\frac{\cos\theta - \sqrt{2}\kappa \sin\theta}{\sin\theta + \sqrt{2}\kappa \cos\theta} \right) \right]^2 \left(\frac{m_{(\eta, \eta')}}{4\pi F} \right)^6 \left[1 - \left(\frac{2m_{\pi}}{m_{(\eta, \eta')}} \right)^2 \right]^5 \frac{m_{(\eta, \eta')}}{m_{\eta} m_{\eta'}} \quad /17/$$

где

$$g_{\eta} = 8,74 \int_0^1 dx \frac{x^3 (1-x)^{3/2} \sqrt{1,35-x}}{(1,35-x)(1,35+x)^2 + 0,061(1-x)^3} = 0,075,$$

$$g_{\eta'} = 0,62 \int_0^1 dx \frac{x^3 (1-x)^{3/2} \sqrt{1,09-x}}{(1,09-x)(x-0,375)^2 + 0,0606(1-x)^3} = 0,46$$

- фазовые интегралы, вычисленные с учетом резонансного фактора /16/.

Ширины распадов $(\pi^0, \eta, \eta') \rightarrow \gamma\gamma$ выражаются через амплитуды /12/ следующим образом:

$$\Gamma(\phi \rightarrow 2\gamma) = \frac{m_{\phi}^3}{64\pi} (f(\phi \rightarrow 2\gamma))^2. \quad /18/$$

Используя экспериментальное значение для ширины распада $\eta' \rightarrow 2\gamma$

$$\Gamma_{(\eta' \rightarrow 2\gamma)} = 5,9 \text{ кэВ}^{3a'}, \quad /19/$$

можно зафиксировать величину κ , после чего вычислить абсолютные значения остальных трех распадов эта-мезонов.

В табл. 1 приводятся теоретически полученные значения для распадов $(\pi^0, \eta, \eta') \rightarrow \gamma\gamma$ и $(\eta, \eta') \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ при трех различных значениях g_A и двух значениях θ . Из таблицы видно, что при значениях $g_A = 1$ и $\theta = -11^\circ$ согласие с экспериментальными данными вполне удовлетворительное. Выбор нового значения для угла смешивания $\theta = -18,2^\circ$ приводит к завышенным абсолютным значениям для ширин распадов $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, правильно воспроизводя величину их отношения. Отсюда можно сделать вывод, что если новое значение угла смешивания более реально, чем старое, то не исключено, что абсолютное значение для полной вероятности распада η мезона, приведенное в /7/, несколько занижено. К подобным выводам приходят также авторы работы /8/.

В табл. 2 приводятся теоретические значения для тех же распадов, которые получаются при определении величины $\kappa = F_8/F_0$ из отношения распадов $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. Легко видеть, что даже незначительные изменения константы g_A приводят к резким изменениям расчетных величин для распадов. Это замечание относится и к изменениям значений угла смешивания θ , а также к различным способам выбора резонансного фактора усиления. Все значения для ширин распадов, приведенные в табл. 2, соответствуют вычислениям с использованием резонансного фактора в форме /16/. Для сравнения при $g_A = 1$ в скобках приведены те значения, которые получаются, если использовать резонансный фактор в более простой форме /см. работу /17/.

При нашем способе определения параметра $\kappa = F_8/F_0$ различный выбор резонансного фактора усиления может повлиять лишь на ширину распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. В табл. 1 в скобках также приведены значения ширины, полученные с использованием резонансного фактора из /17/. Для вычисления распада $\eta' \rightarrow \rho^+\gamma(\pi^+\pi^-\gamma)$ всегда следует брать резонансный фактор в форме /16/, так как он хорошо работает в резонансной области.

§4. РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ И $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. ВЕКТОРНЫЙ ФОРМФАКТОР K_{ρ_4} - РАСПАДА

Следуя работе /9/, вероятность распада $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ можно выразить через вероятности распадов $(\pi^0, \eta_8, \eta_0) \rightarrow \gamma\gamma$. Для этого надо использовать полюсные диаграммы, описывающие переходы $K_L^0 \rightarrow \pi^0, \eta_8, \eta_0$. Соответствующие амплитуды легко вычисляются при использовании лагранжиана, впервые предложенного Сакураи /10/:

Таблица 1

Распады	$\xi_A = 0,95$		$\xi_A = 1$		$\xi_A = 1,05$		Эксперимент
	$\theta = -18,2^\circ; \kappa = 1,13$	$\theta = -11^\circ; \kappa = 1,05$	$\theta = -18,2^\circ; \kappa = 1,09$	$\theta = -11^\circ; \kappa = 1$	$\theta = -18,2^\circ; \kappa = 1,04$	$\theta = -11^\circ; \kappa = 0,95$	
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	6,6 эВ	6,6 эВ	7,3 эВ	7,3 эВ	8 эВ	8 эВ	(7,85±0,5) эВ 7
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	564 эВ	355 эВ	600 эВ	380 эВ	630 эВ	410 эВ	(323±54) эВ 7
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	73 эВ (59 эВ)	55 эВ (45 эВ)	71 эВ (58 эВ)	55 эВ (44 эВ)	69 эВ (57 эВ)	53 эВ (43 эВ)	(41,6±7) эВ 7
$\eta' \rightarrow \gamma\gamma$	5,9 кэВ	5,9 кэВ	5,9 кэВ	5,9 кэВ	5,9 кэВ	5,9 кэВ	(5,9±1,6) кэВ ^{3а} (5,4±2,1) кэВ 2б
$\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ ($\rho^0\gamma$)	55 кэВ	61 кэВ	50 кэВ	55 кэВ	44 кэВ	49 кэВ	$\eta' \rightarrow \rho^0\gamma / \eta' \rightarrow \gamma\gamma \approx 15$ 7

Параметр $\kappa = \Gamma_8/\Gamma_0$ определен из ширины распада $\eta' \rightarrow \gamma\gamma$. Резонансные факторы в распадах $(\eta, \eta') \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ выбраны в форме $/16/$. Для распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ в скобках приведены значения, полученные при более простом выборе резонансного фактора: $F_\rho(s) = \frac{(m_\rho - i\Gamma_\rho/2)^2}{s - (m_\rho - i\Gamma_\rho/2)^2}$ / см. $/1/$.

Таблица 2

Распады	$g_A = 0,95$		$g_A = 1$		$g_A = 1,05$		Эксперимент
	$\theta = -18,2^\circ, \kappa = 1,2$	$\theta = -11^\circ, \kappa = 2$	$\theta = -18,2^\circ, \kappa = 0,9$ ($\kappa = 0,45$)	$\theta = -11^\circ, \kappa = 1,5$ ($\kappa = 0,75$)	$\theta = -18,2^\circ, \kappa = 0,8$	$\theta = -11^\circ, \kappa = 1$	
$\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$	6,6 эВ	6,6 эВ	7,3 эВ	7,3 эВ	8 эВ	8 эВ	$(7,85 \pm 0,5)$ эВ ⁷
$\eta \rightarrow \gamma \gamma$	580 эВ	620 эВ	460 эВ (300 эВ)	520 эВ (320 эВ)	400 эВ	430 эВ	(323 ± 54) эВ ⁷
$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$	74 эВ	79 эВ	62 эВ (38 эВ)	66 эВ (40 эВ)	51 эВ	55 эВ	$(41,6 \pm 7)$ эВ ⁷
$\eta' \rightarrow \gamma \gamma$	6,2 кэВ	22 кэВ	3,6 кэВ (0,7 кэВ)	13 кэВ (3 кэВ)	1,7 кэВ	6,9 кэВ	$(5,9 \pm 1,6)$ кэВ ^{3а} $(5,4 \pm 2,1)$ кэВ ^{3б}
$\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ ($\rho^0 \gamma$)	59 кэВ	240 кэВ	22 кэВ (2 кэВ)	105 кэВ (17 кэВ)	9,7 кэВ	59 кэВ	$\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma / \eta' \rightarrow \gamma \gamma \approx 15$ ⁷

Параметр $\kappa = F_g / F_0$ определен из отношения $\Gamma_{\eta \rightarrow \gamma \gamma} / \Gamma_{\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma} = 7,8$. Резонансные факторы взяты в форме /16/. При $g_A = 1$ в скобках приведены значения ширины, соответствующие выбору резонансного фактора, указанного в подписи к таблице 1.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{(K_L^0)} &= \sqrt{2}GF^2 \partial_\mu K_L^0 \partial_\mu \left(\pi^0 + \frac{\eta_8}{\sqrt{3}} + \sqrt{\frac{2}{3}}\eta_0 \right) = \\ &= aK_L^0 \left(\pi^0 + \frac{\eta_8}{\sqrt{3}} + \sqrt{\frac{2}{3}}\eta_0 \right), \end{aligned}$$

/20/

где

$$a = \sqrt{2}GF^2 m_{K_L^0}^2 = 3,6 \cdot 10^{-2} / \text{МэВ}^2 \quad (G = 10^{-5} / \text{м}^2).$$

С учетом /20/ вероятность распада $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ выражается через вероятность распада, например, $\eta_8 \rightarrow \gamma\gamma$, формулой

$$W_{(K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma)} = \frac{a^2}{3m_{K_L^0}^4} \left[\frac{3}{1 - \left(\frac{m_\pi}{m_{K_L^0}}\right)^2} + \frac{1}{1 - \left(\frac{m_{\eta_8}}{m_{K_L^0}}\right)^2} + \frac{4\kappa}{1 - \left(\frac{m_{\eta'}}{m_{K_L^0}}\right)^2} \right]^2 W_{(\eta_8 \rightarrow \gamma\gamma)}^{(m_{\eta_8} \rightarrow m_{K_L^0})} \quad /21/$$

Здесь $W_{(\eta_8 \rightarrow \gamma\gamma)}^{(m_{\eta_8} \rightarrow m_{K_L^0})}$ - вероятность распада $\eta_8 \rightarrow \gamma\gamma$, где масса m_{η_8} заменена на массу $m_{K_L^0}$ *. Выбирая для κ значение $\kappa = 1$, соответствующее $g_A = 1$,^L получаем

$$W_{(K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma)} = 10,5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}, \quad /22/$$

в то время как эксперимент дает /7/

$$W_{(K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma)}^{\text{эксп.}} = (9,45 \pm 0,96) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}. \quad /23/$$

Аналогичные расчеты для процесса $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ приводят к похожей формуле:

$$W_{(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)} = \frac{a^2}{3m_{K_L^0}^4} \left[\frac{3}{1 - \left(\frac{m_\pi}{m_{K_L^0}}\right)^2} + \frac{1}{1 - \left(\frac{m_{\eta_8}}{m_{K_L^0}}\right)^2} + \frac{2\kappa}{1 - \left(\frac{m_{\eta'}}{m_{K_L^0}}\right)^2} \right]^2 W_{(\eta_8 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}^{(m_{\eta_8} \rightarrow m_{K_L^0})}, \quad /24/$$

*Для грубой оценки достаточно подставить в квадратные скобки массы m_η и $m_{\eta'}$ вместо масс m_{η_8} и m_{η_0} . Если в квадратных скобках использовать точные массы нефизических частиц m_{η_8} и m_{η_0} , то следует учитывать также вклады недиагональных членов типа $(\eta_0 \eta_8)$, возникающих в лагранжиане при переходе от физических частиц η и η' к нефизическим частицам η_8 и η_0 . Общий результат мало меняется в этих двух способах оценки.

$W_{(\eta_8 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}^{(m_{\eta_8} \rightarrow m_{K_L^0})}$ - вероятность распада $\eta_8 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$, где масса m_{η_8} заменена массой $m_{K_L^0}$ /см. формулу /17//, $f_{(K_L^0)} = 0,063$.
 Из /24/ получаем

$$W_{(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)} = 5 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1} . \quad /25/$$

Новое экспериментальное значение хорошо согласуется с /25/ :¹⁷

$$W_{(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}^{\text{эксп.}} = (5,58 \pm 0,54) \cdot 10^2 \text{ с}^{-1} , \quad /26/$$

Заметим, что близкие значения предсказывались в работах^{12,16/}

В заключение этого параграфа приведем еще теоретическое значение, которое получается для векторного формфактора $K_{\ell 4}$ -распада в рассматриваемой здесь модели. Вычисление векторного формфактора связано с рассмотрением кварковой петли аномального типа, полностью аналогичной петлям, встречающимся в процессах распада $(\eta, \eta') \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. При $g_A = 1$ это четырехугольная петля с вершинами, которые связаны с лептонной парой, с π^+, π^- -мезонами и K^+ -мезоном. Из /4/ получаем

$$\mathcal{L}(K^+) = g_A \frac{m_u + m_s}{\sqrt{2}F} K^+ \bar{u} \gamma_5 s . \quad /27/$$

Полная амплитуда $K_{\ell 4}$ -распада имеет вид

$$\begin{aligned}
 T_{(K_{\ell 4})} = & \frac{i}{m_K} \{ f(p^+ + p^-)^\mu + g(p^- - p^+)^\mu + r(p_K - p^+ - p^-)^\mu + \\
 & + i \frac{h}{m_K^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (p_K)_\nu (p^+ + p^-)_\rho (p^- - p^+)_\sigma \} \ell_\mu^{(-)} , \quad /28/
 \end{aligned}$$

где p^+, p^- и p_K - импульсы π^+, π^- и K^+ -мезонов соответственно и $\ell_\mu^{(-)} = \sin \theta_c \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}_\nu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_\ell$ - лептонный ток / θ_c - угол Кабиббо/, f, g, r - аксиальные формфакторы, h - векторный формфактор. В однопетлевом приближении получаем для h значение

$$h = - \frac{\sqrt{2}}{\pi^2} \left(\frac{m_K}{2F} \right)^3 \approx -2,5 , \quad /29/$$

в то время как эксперимент дает^{11/}

$$h^{\text{эксп.}} = -(2,95 \pm 0,75) .$$

/30/

Согласие здесь вполне удовлетворительное.

§5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показано в недавно опубликованном обзоре ^{/12/}, киральная теория позволяет достаточно полно описать все многообразие распадов псевдоскалярных мезонов основного октета в однопетлевом приближении. При этом в петлевых диаграммах принимают участие все барионы из основного октета.

Оказывается, что в целом ряде задач удобно вместо барионных рассматривать кварковые петли. Прежде всего это относится к тем случаям, когда петлевые диаграммы являются аномальными. Однако помимо этого и для некоторых диаграмм обычного типа можно рассматривать вместо барионных петель петли из свободных кварков /например, при вычислении электромагнитных радиусов пионов и каонов, параметров формфактора K_{f_3} распада и структурных констант $\pi^- \rightarrow \ell \nu \gamma$ распада ^{/13/}/. При этом интересно отметить, что результаты, полученные в однопетлевом приближении из кирального мезон-барионного лагранжиана и из модели с кварковыми петлями, очень близки друг к другу /см. эту работу, а также ^{/12-14/}/. Как уже отмечалось в §2, весовые факторы, возникающие в мезон-барионных моделях при учете всех сортов барионов в петлях, близки численно к цветовому фактору, возникающему в моделях с кварковыми петлями.

При возможном обобщении для очарованных мезонов модель с кварковыми петлями, очевидно, будет иметь определенные преимущества перед мезон-барионной моделью хотя бы потому, что проще работать с четырьмя кварками, чем с двадцатью барионами.

В изучаемых здесь процессах /при $g_A \approx 1$ / нелинейные по мезонным полям вершины, типа /5/ и /6/, характерные для киральных теорий, не играли существенной роли в численных оценках величин распадов. Но как показывают расчеты, проведенные в киральной мезон-барионной теории, могут существовать процессы, для которых учет нелинейных вершин типа /5/ имеет определяющее значение /такая ситуация имела место, например, при оценках величин поляризуемости пионов и каонов ^{/14/}/. Так что использование нелинейной киральной мезон-кварковой модели в ряде случаев может оказаться полезным.

Что касается вычислений, проведенных для радиационных распадов эта-мезонов при различных углах смешивания, то они позволяют сделать два вывода. Во-первых, при старом значении $\theta = -11^\circ$ получается удовлетворительное согласие с имеющимися в настоящее время экспериментальными данными. При этом

параметры теории имеют вполне разумные значения $g_A = 1$, $F_0 = F_8 = F_\pi = 95$ МэВ. Однако в последнее время появились новые данные об угле смешивания как в экспериментальных^{/2/}, так и в теоретических^{/15/} работах. Из нашего анализа следует, что если к этим данным относиться с полным доверием, то следует ожидать, что полная вероятность распада η -мезона измерена с некоторым занижением.

Относительно малая величина $W_{(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}$ обязана своим происхождением резкому уменьшению величины фазового объема у $W_{(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}$ при замене массы m_η на m_{K_L} /см. /17/ и /24//. Поэтому предсказания, сделанные ранее^{/12,16/} и подтвержденные в этой работе /см. /25// и в недавно сделанном эксперименте^{/76/}, имеют почти безмодельный характер.

В заключение авторы выражают благодарность за полезные обсуждения В.М.Будневу, С.Б.Герасимову, А.Б.Говоркову и А.Т.Филиппову.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chanowitz M.S. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.977.
2. Апель В.Д. и др. ЯФ, 1979, 30, с.366.
- 3а. Abrams G.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, 477.
- б. Binnie D.M. et al. Phys.Lett., 1979, B83, p.141.
4. Gounaris G.S., Sakurai J.J. Phys.Rev.Lett., 1968, 21, p.244.
5. Волков М.К., Первушин В.Н. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. Атомиздат, М., 1978.
6. Adler S., Bardeen W. Phys.Rev., 1969, 182, p.1517; Bardeen W. Phys.Rev., 1969, 184, p.1848.
7. а/ Rev.Mod.Phys., 1976, 48, No.2, part 11; б/ Caroli A.S. et al. BNL-26697, Upton, 1979.
8. Budnev V.M., Kaloshin A.E. Phys.Lett., 1979, B86, p.351.
9. Gaillard M.K., Lee B.W. Phys.Rev., 1974, D10, p.897.
10. Sakurai J. Phys.Rev., 1967, 156, p.1508.
11. Rosset L. et al. Phys.Rev., 1977, D15, p.574.
12. Волков М.К. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.693.
13. Герасимов С.Б. ЯФ, 1979, 29, с.513.
14. Волков М.К., Первушин В.Н. УФН, 1976, 120, с.363.
15. Филиппов А.Т. ЯФ, 1979, 29, с.1035.
16. Волков М.К. ЯФ, 1978, 28, с.162.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 декабря 1979 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники

Нет ли пробелов в Вашей библиотеке?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

P1,2-7642	Труды Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Гомель, 1973.	7 р. 15 к.
Д1,2-8405	Труды IV Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варна, 1974.	2 р. 05 к.
P1,2-8529	Труды Международной школы-семинара молодых ученых. Актуальные проблемы физики элементарных частиц. Сочи, 1974.	2 р. 60 к.
Д6-8846	XIV совещание по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1975.	1 р. 90 к.
Д13-9164	Международное совещание по методике проволочных камер. Дубна, 1975.	4 р. 20 к.
Д1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
Д13-9287	Труды VIII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1975.	5 р. 00 к.
Д7-9734	Международная школа-семинар по взаимодействию тяжелых ионов с ядрами и синтезу новых элементов /Дубна, 1975/.	3 р. 00 к.
Д2-9788	Нелокальные, нелинейные и неэргодичные теории поля /Алушта, 1976/.	2 р. 40 к.
Д-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
Д9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
Д2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д10,11-11264	Труды Совещания по программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.

Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна 1978. /2 тома/	7 р. 48 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна 1978.	5 р. 00 к.
Р18-12147	Труды III совещания по использованию ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач.	2 р. 20 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Р2-12462	Труды V Международного совещания по нелокальным теориям поля. Алушта, 1979.	2 р. 25 к.
Д2-11707	Труды XI Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий и релятивистской ядерной физике. Гомель, 1977.	6 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79,
издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ 27473. Тираж 680. Уч.-изд. листов 1,0.
Редактор Т.Я.Жабицкая.
Набор В.С.Румянцевой, Е.М.Граменицкой.
Макет Н.А.Киселевой. Подписано к печати 11.01.80 г.

19